Messung der Potentialverteilung in der geschichteten Glimmentladung bei hohen Stromstärken

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung des Doktorgrades

genehmigt von der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich - Wilhelms - Universität zu Berlin

von

Johann Jeanson

aus Berlin

Tag der mündlichen Prüfung: 19. Juli 1939

Tag der Promotion: 29. September 1939

N 55

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Referenten: Prof. Dr. A. Wehnelt
Prof. Dr. K. E. Schumann

I. Einleitung

Die Potentialverteilung in den Schichten einer Glimmentladung ist bisher noch nicht völlig geklärt. Es existieren über dies Gebiet nur einige ältere Arbeiten, von denen die Dissertation von Salinger [1] wohl als die vollständigste anzusehen ist. In neuerer Zeit untersuchte Kömmnick [2] den radialen Potentialverlauf einer Bogenentladung in Quecksilber.

Salinger mußte sich, den damaligen Verhältnissen entsprechend, mit den kleinsten Stromstärken begnügen. Die Stromstärken, bei denen er seine Messungen ausgeführt hat, bewegen sich in der Größenordnung von 1 mA. Er fand, daß, ebenso wie in einer ungeschichteten Entladung, in der geschichteten eine Potentialdifferenz zwischen der Rohrachse und der Wand auftritt. Diese Differenz mißt er zu 5 bis 10 Volt. In den Schichten war diese Querspannung größer als in den dunklen Entladungsteilen und hatte ihr Maximum im Anfang der Schicht, dem Schichtkopf. In dem Bereich zwischen 0,3 und 3 mA stellte Salinger eine Abhängigkeit der Querspannung von der Stromstärke fest, in der Art, daß die Potentialdifferenz mit größer werdendem Strom abnimmt.

Für den Längsgradienten einer Glimmentladung, einerlei ob geschichtet oder ungeschichtet, gilt die Beziehung, daß dieser mit wachsendem Strom erst schnell, dann langsamer kleiner wird, also einem Grenzwert zustrebt, und zwar nimmt mit geringerem Druck der Potentialgradient niedrigere Werte an und erreicht hierbei schneller den Grenzwert [3]. Bei der geschichteten Entladung gilt dies für den Mittelwert des Potentialgradienten.

In der vorliegenden Arbeit soll es unternommen werden, die Querspannungen in einer geschichteten Entladung bei hohen Entladungsstromstärken zu bestimmen. Ferner wird der Versuch gemacht, die auftretenden Erscheinungen mit Hilfe der Schichttheorie von Holm und der Schottky'schen Diffusionstheorie zu erklären.

II. Versuchsanordnung

In Abb. 1 ist die Versuchsapparatur schematisch aufgezeichnet. Das Entladungsrohr R bestand aus einem 60 cm langen zylindrischen Glasrohr von 65 mm innerem Durchmesser. Die Anode A, eine etwa 5 mm starke Scheibe aus V 2 A - Stahl, füllte den ganzen Rohrquerschnitt aus und war mit Hilfe eines Eisenkernes E auf magnetischem Wege verschiebbar. Die Kathode K, eine Glühkathode, mußte, zur bequemen Erneuerung des Oxydbelages, leicht aus der Apparatur zu entfernen sein und wurde daher mittels eines Schliffes in das Rohr eingebaut. Als "Oxyd" wurde zuerst die übli-

1) H. Salinger, Diss. Bln. 1915, auch Ann.d.Phys. 54, 296, 1917

2) J. Kömmnick, Ann.d.Phys. 15, 273, 1932

3. H. Geiger, Ann.d.Phys. 22, 973, 1907

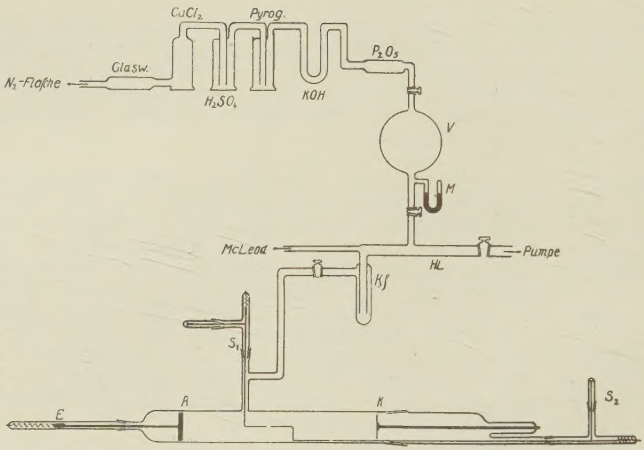


Abb. 1

che technische Mischung aus den Karbonaten der Erdalkalien Barium, Calcium und Strontium benutzt; später, zu den wesentlichen Messungen, eine technische Mischung der Hydroxyde der drei Metalle. Das Pulver dieser Substanzen, mit Amyl-Acetat angerührt, ergab eine Schicht bester Emission. Als Unterlage für diese Schicht diente eine Platinfolie von 3/100 mm Stärke, etwa 7 mm Breite und 15 mm Länge, die mit Wechselstrom geheizt wurde. Der Strom von 21 A wurde einem Niederspannungstransformator entnommen. Um ein Überschlagen der Entladung auf die Rückseite der Kathode zu verhindern, war um die Glühfolie ein Schutzring aus Nickelblech, der den gesamten Querschnitt des Rohres ausfüllte, gelegt und wurde natürlich auf dem gleichen Potential wie die Glühkathode, nämlich Erde, gehalten.

Als Gasfüllung diente Stickstoff. Da Gehlhoff [4] gezeigt hat, daß in absolut reinem Stickstoff keine Schichten existieren können, ebenso wie in absolut reinen Edelgasen, wurde das Gas aus Stahlflaschen entnommen. Nach Espe und Knoll [5] wurde dieser Stickstoff mit Hilfe von Glaswolle, $CaCl_2$, H_2SO_4, Pyrogallol, KOH und P_2O_5 von Staub, Dämpfen, CO_2, H_2O und O_2 befreit. In einem Vorratsgefäß V (s. Abb. 1) wurde das Gas gesammelt und mußte, bevor es in das Entladungsrohr eingelassen wurde, noch eine mit flüssiger Luft gekühlte Ausfrierfalle Kf durchströmen.

Zur Druckmessung standen zwei Quecksilbermanometer nach Mc Leod mit verschiedenen Meßbereichen zur Verfügung, das eine für

---

4) Gehlhoff, Verh.d.dtsch.Phys.Ges. 14, 960, 1912

5) Espe-Knoll, Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik 1934, S. 250

kleine Drucke bis etwa 0,1 mm Hg, das zweite für höhere Drucke bis 20 mm Hg. Die Druckmessung ist in einem besonderen Abschnitt behandelt (s. Abschn. III).

Zur Potentialmessung im Rohr wurden zwei statische Sonden benutzt, die in ihrem Aufbau und ihrer Arbeitsweise auch noch besonders beschrieben werden (vgl. Abschn. IV). Als Meßinstrument diente ein Einfaden-Elektrometer.

Abb. 2 zeigt den elektrischen Aufbau der Versuchsanlage. Die Gleichspannung für die Entladung wurde zum Teil von den Hochspannungsmaschinen des Instituts entnommen, zum Teil reichte auch das 220 Volt-Gleichstromnetz aus.

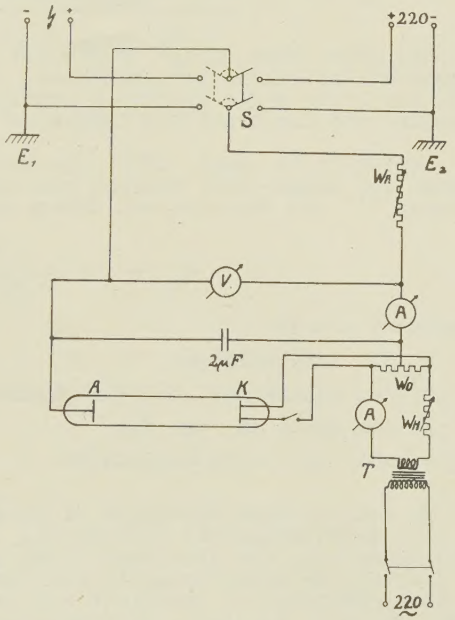


Abb. 2

Um in der Entladung, insbesondere bei den hohen Stromstärken, eine gewisse zeitliche Konstanz zu erreichen, mußte das Entladungsrohr gekühlt werden. Bei Stromstärken bis etwa 50 mA reichte der Luftstrom eines Ventilators, der auf die Glühkathode gerichtet wurde, aus; wurde der Strom vergrößert, mußte eine Wasserkühlung zu Hilfe genommen werden. Das Entladungsrohr wurde in seiner gesamten Länge aus einem Kupferrohr mit etwa 60 Düsen von 1 mm Durchmesser gleichmäßig berieselt. Die Gegend um die Glühkathode erhielt eine zusätzliche Kühlung, indem Wasser von beiden Seiten gegen das Rohr gespritzt wurde.

Trotzdem machten sich bei den hohen Entladungsströmen die Temperaturerhöhung und besonders der Effekt der Gasaufzehrung unangenehm bemerkbar. So wurden z.B. bei einer Entladung von 500 mA Stromstärke die Schichtlänge durch die Temperaturerhöhung und die Druckabnahme so schnell größer, daß von den anfangs vorhandenen 6 Schichten nach 10 Minuten nur noch 5 von der gleichen Gesamtlänge (rd. 25 cm), nach 20 Minuten noch 4 und schließlich nach 30 Minuten noch 3 Schichten zu sehen waren, von denen nun jede die doppelte Länge als vorher aufwies. Gleichzeitig war am McLeod-Manometer der Druck von $15 \cdot 10^{-2}$ auf $4 \cdot 10^{-2}$ mm Hg gesunken. Um dies bei den Messungen zu vermeiden, wurde der Zuleitungs-

hahn vom Stickstoffvorratsgefäß zum Rohr ein wenig angeschliffen, so daß eine sehr feine Einstellung des Druckes möglich war.

Zu erwähnen ist noch die Leybold-Quecksilber-Diffusionspumpe (Mod. E), mit der es möglich war, bei einer Hauptpumpleitung (HL in Abb. 1) von 25 mm lichter Weite, innerhalb kürzester Zeit die gesamte Apparatur völlig gasfrei zu pumpen.

III. Zur Druckmessung

Wie schon oben gesagt, wurde der Gasdruck im Entladungsrohr mit zwei Mc-Leod-Manometern gemessen. Es wurde aber ferner versucht, mit Hilfe einer Beziehung zwischen der Schichtlänge, dem Rohrradius und dem Druck den letzteren zu bestimmen.

Goldstein [6] fand 1881 als erster eine Gesetzmäßigkeit zwischen der Länge einer Schicht und dem Gasdruck. Nach ihm stellte Wehner [7] ein verbessertes Gesetz auf:

$$s_m = c \frac{r^{1-m}}{p^m} .$$

Es bedeuten hierin:

s_m die Schichtlänge,

r den Rohrradius, beide in Millimetern gemessen,

p den Druck in mm Hg,

c und m sind Konstanten.

In neuerer Zeit unternahm es Cassen [8], auf theoretischem Wege eine Gesetzmäßigkeit abzuleiten. Er stellt eine komplizierte Beziehung auf, die aber kaum einen praktischen, meßtechnischen Wert besitzt, da sich die darin vorkommenden Größen, wie Temperatur, Konzentration der positiven bzw. negativen Teilchen, experimentell nur sehr schwierig bestimmen lassen. Allerdings ist aus Cassen's Formel zu entnehmen, daß bei höherer Temperatur die Schichtlänge zunimmt, was auch in Übereinstimmung mit den unten angeführten Meßresultaten steht.

Betrachten wir nun wieder das Wehner-Goldsteinsche Gesetz. Die Konstanten c und m wurden von Wehner zu $c = 2$ und $m = 0{,}32$ für Stickstoff bestimmt. Für andere Gase erhält man auch andere Werte für m, während c für alle Gase konstant gleich 2 ist. Die Schichtlänge s ist in niedrigen Stromdichtebereichen noch abhängig vom Entladungsstrom. Erst bei genügend hohen Stromdichten erreicht s einen Grenzwert s_m, ist nun also praktisch unabhängig vom Strom. Bei den vorliegenden Messungen ist der kritische Stromdichtebereich schon überschritten.

---

6) Goldstein, Elner Ber. 1881, S. 877

7) H. Wehner, Ann.d.Phys. 32, 49, 1910; dort auch weitere Literatur

8) B. M. Cassen, Phil.Mag. 2, 984, 1926

Löst man die obige Formel nach p auf, so erhält man:

$$p = C \cdot s^{-1/m},$$

wobei C eine vom Rohrradius abhängige Konstante ist:

$$C = \sqrt[m]{c \cdot r^{1-m}}.$$

Der Radius betrug in diesem Falle 31,4 mm, es ergibt sich für C ein Wert von $C = 1{,}323 \cdot 10^4$; daraus läßt sich nun p berechnen:

$$p = 1{,}323 \cdot 10^4 \cdot s^{-3{,}125}.$$

Diese Beziehung ist in Abb. 3 dargestellt.

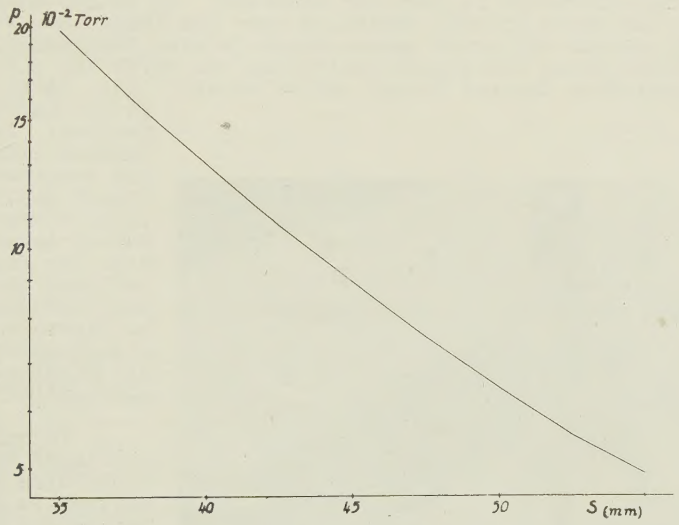


Abb. 3

Die so erhaltenen Werte für p weichen von den mit Hilfe der McLeod-Manometer gemessenen mehr oder weniger ab. Im Durchschnitt beträgt der Faktor etwa 1,5, d.h.

$$p_m = 1{,}5 \cdot p_r,$$

wobei p_m den gemessenen, p_r den errechneten Wert darstellen. Diese Abweichung beruht wahrscheinlich auf einer Erwärmung des Gases. Nach Cassen, s. o., wurde durch eine Temperaturerhöhung eine Vergrößerung der Schichtlänge festgestellt, das bedeutet bei der Berechnung des Druckes aus dem Wehner-Goldstein'schen Gesetz eine Druckverminderung. Da in der geschichteten Säule die Elektronentemperaturen nur wenig über der Gastemperatur liegen, hat diese auch einen nicht unbedeutenden Einfluß, zum mindesten bei einer Entladung mit Glühemission, wie sie hier vorliegt. Man müßte daher in das erwähnte Gesetz noch eine Temperaturabhängigkeit einführen, um zu einer genaueren Beziehung zu kommen.

IV. Sondenmessungen

Die Potentialmessungen in der Entladung wurden mit Hilfe einer "Doppelsonde" 9) vorgenommen. Die eine Sonde S_1 war durch den Pumpstutzen in das Rohr eingeführt worden, vgl. Abb. 1. Um die Entladung möglichst wenig zu stören, war die Sonde, ein Kupferdraht in einem 1 bis 1,5 mm starken Glasrohr isoliert, umgebogen, so daß etwa 6 cm in der Richtung des Entladungsfeldes lagen. An der Spitze war ein 0,5 mm starker Platindraht angeschweißt, der 5 bis 6 mm weit aus dem Glas hervorragte. Die zweite Sonde S_2, im Aufbau gleich der ersten, war unter dem Kathodenblech im Rohr angebracht; durch die Biegung des Sondendrahtes wurde auch hier versucht, die Entladung möglichst wenig zu beeinflussen. Beide Sonden waren beweglich, S_1 in der Senkrechten und durch Drehung der Führung horizontal in radialer Richtung; S_2 in Richtung der Rohrachse und durch Drehung ebenfalls quer zum Rohr. Die Verschiebung geschah für beide Sonden durch je eine Zahnstange, die in der Verlängerung des Sondendrahtes lag und durch ein mittels Schliff gedrehtes Zahnrad bewegt werden konnte, vgl. Abb. 4: in der Kapsel (aus Messing) ist das Zahnrad eingebaut, die senkrechte Stange greift mit einem Vierkant in dessen Achse, kurz über der Bildgrenze liegt eine Schliffverbindung im Glasrohr, in dessen oberem Teil die Messingstange eingekittet ist.

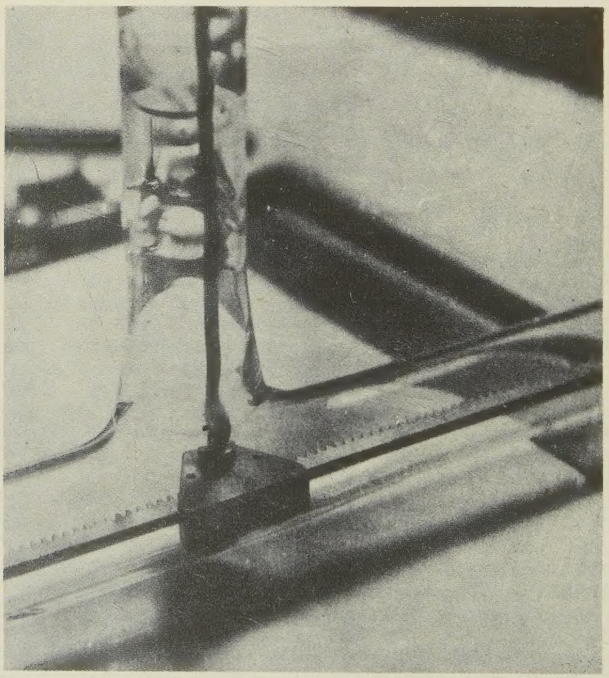


Abb. 4

In der "Nullstellung" befanden sich beide Sondenspitzen in direkter Berührung bzw. dicht hintereinander in der Richtung der Rohrachse. Die Stellung der Sonden im Rohr konnte durch ein Kathetometer und außen am Rohr angebrachte Skalen beobachtet werden.

Bei den Potentialmessungen mit dieser Anordnung ergaben sich nun merkwürdige

9) zuerst benutzt von W. P. Graham, Diss. Bln. 1897

Kurvenformen, gerade in der Mitte sind gewisse Aus- bzw. Einbuchtungen festgestellt worden; während bei den Messungen mit nebeneinanderliegenden Sonden die Kurven erwartungsgemäß glatt verliefen, s. Abb. 5 a ... d. Dies rührt daher, wie Wehnelt [10] schon 1903 gezeigt hat, daß eine "Schattenwirkung" auftritt, wenn die beiden Sonden genau hintereinander in der Richtung der Entladung

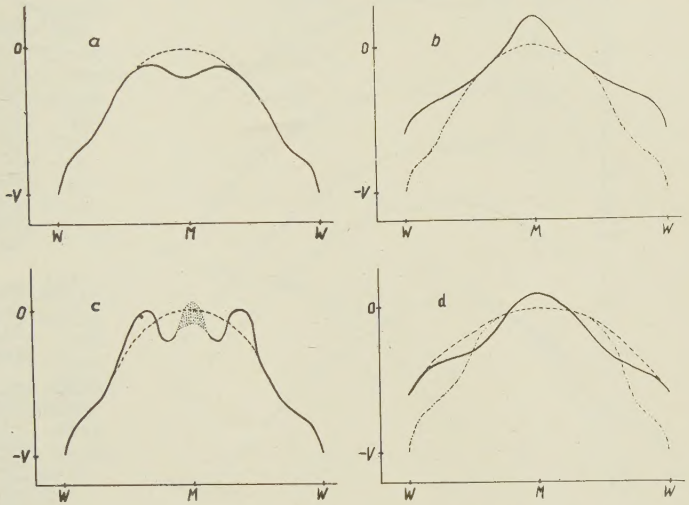


Abb. 5 a...d

stehen. Befinden sich die Sondenspitzen dagegen nebeneinander, so liefert diese Methode annehmbare Resultate. Aus dem ganzen Verlauf der Kurven lassen sich aber die richtigen Potentialwerte ohne weiteres graphisch ermitteln (in der Abbildungen gestrichelt ---- gezeichnet). Für die Kurven (b) und (d) muß noch eine besondere Korrektur angebracht werden, s.u.

Die Schattenwirkung tritt nicht mehr auf, auch wenn sich beide Sonden hintereinander befinden, sowie ein genügend großer Abstand zwischen den Spitzen liegt. Dies zeigt Abb. 6. Hier bedeutet die oberste Kurve den Potentialverlauf an der Stelle, an der sich beide Sonden im gleichen Rohrquerschnitt befinden. Zwischen je zwei aufeinander folgenden Kurven ist ein Abstand der Sondenspitzen von je 5 mm, so daß also bei der letzten Kurve die Spitzen 20 mm weit auseinander lagen. Der höchste Punkt jeder Kurve liegt in der Rohrachse, nach beiden Seiten fällt das Potential ab.

In den verschiedenen Gebieten der geschichteten Entladung, wie z.B. im Schichtkopf und im Schichtende, läßt sich das verschiedene Verhalten der elektrischen Teilchen durch den Verlauf der Potentialkurven zeigen:

---

10) A. Wehnelt, Ann.d.Phys. 10, 542, 1903

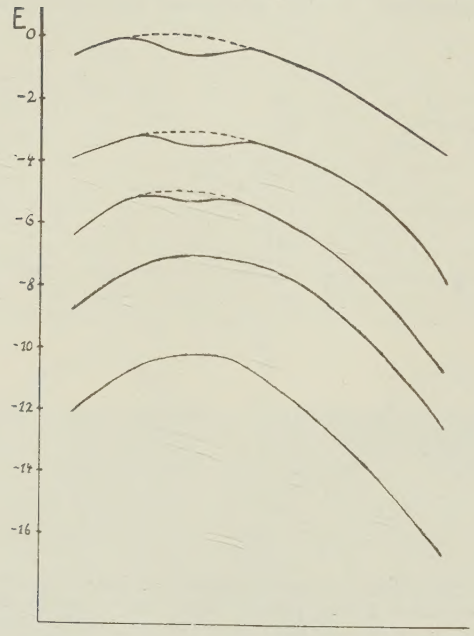


Abb. 6

In den Abb. 5 a ... d sind die wesentlichen Typen der Potentialkurven schematisch dargestellt. Und zwar ist in

(a) gemessen im Schichtkopf, die der Kathode am nächsten stehende Sonde S_2 gegen die feststehende Sonde S_1 radial durch das Rohr bewegt worden, in

(b) auch im Schichtkopf, S_2 feststehend, S_1 bewegt;

(c) und (d) sind die entsprechenden Messungen am Schichtende. Im dunklen Schichtzwischenraum ergaben sich die gleichen Kurvenformen wie im Schichtkopf, also (a) und (b).

Im Elektrometer wurde aber jedesmal das Potential von S_2 gegen S_1 gemessen, daher ergab sich einmal eine Ausbuchtung, das andere Mal eine Einbuchtung der Kurve.

In den Kurven (b) und (d) bewegt sich die Sonde nicht im gleichen Rohrquerschnitt, sondern die Spitze beschreibt einen Kreisbogen vom Radius 6 cm. Es ergeben sich Potentialunterschiede zwischen Rohrachse und Wand, die kleiner sind, als im gleichen Querschnitt gemessen. Aus den Potentialkurven längs der Säule in verschiedenen Abständen von der Achse, s. Abb. 10, lassen sich die Messungen mit bewegter Sonde S_1 auf Messungen mit bewegter Sonde S_2 überführen. Da dies aber eine verhältnismäßig mühsame und vor allem, wegen der zeitlichen Unterschiede der Messungen, ungenaue Methode ist, haben diese Messungen keinen großen Wert und sind in den weiteren Ergebnissen nicht berücksichtigt. In den Abb. 5 b und 5 d sind die richtigen Potentialverhältnisse durch die Kurven ——·—·— angedeutet. Ein Beispiel der Überführung der Meßkurven in die Kurven des richtigen Potentialverlaufes ist in Abb. 7 gezeigt. Das Profil AB stellt jedesmal die gemessenen Werte dar, AC den richtigen Verlauf, die Kurve (a) ist im Schichtzwischenraum, (b) im Schichtkopf gemessen.

Betrachten wir nun zunächst die Kurven 5 a und 5 b. Hier sieht man deutlich, daß man es mit einem einfachen Schatten zu tun hat. Man könnte diese Erscheinung so deuten, daß man sagt, die "Stromlinien" der Elektronen laufen, entsprechend einer laminaren Strömung der Hydro- und Aerodynamik, um ein Hindernis herum, im "Sog" entsteht dann ein niedrigeres Potential.

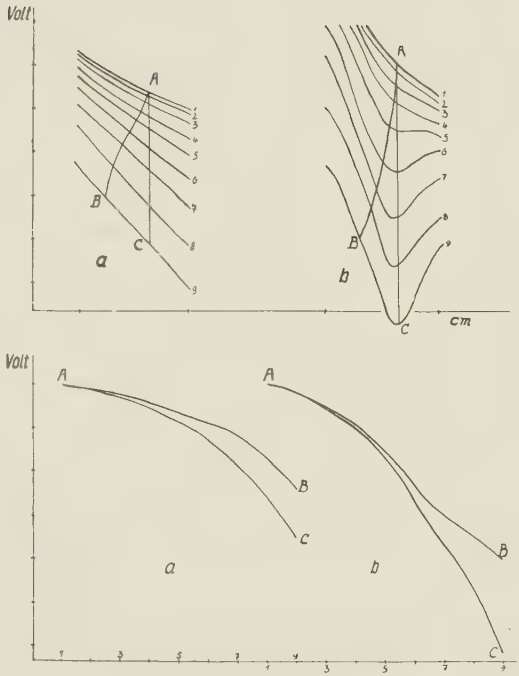


Abb. 7

Etwas schwieriger wird die Deutung der Kurven 5 c und 5 d. Im Gebiet dieser Messung ist keine positive Raumladung mehr vorhanden, aber auch noch keine negative; wir befinden uns hier in einer neutralen Zone. An dieser Stelle geht eine Wiedervereinigung von positiven und negativen Teilchen vor sich. Die Teilchengeschwindigkeiten sind hier klein, der Potentialgradient hat gerade hier sein Minimum (vgl. auch Abb. 9). Die Beweglichkeiten k^+ und k^- der Teilchen sind groß: nach Compton und Langmuir ist k^- proportional $1/\sqrt{\varepsilon}$ bzw. nach der Lenard-Langevin'schen Formel proportional $1/v$, ε und v sind klein, also k^- groß. k^+ ist wiederum proportional k^-.

An der Stelle der Messung herrscht ein Zustand der Entladung, der dem in der Nähe der Wand ähnlich ist. Wie bekannt, ist es nicht möglich, in dieser Zone (Wiedervereinigung an der Wand) brauchbare Sondenmessungen vorzunehmen. In der Kurve 5 c ist der mittlere Teil nicht ausgezeichnet, da die Sonde hier bei allen Messungen unkontrollierbare und unreproduzierbare Potentiale anzeigte. Die gesamte Kurve 5 c und 5 d ist nur insofern brauchbar, als sie den qualitativen Verlauf des Potentials angibt.

In den Gebieten der Raumladungen, ob positiv oder negativ ist gleichgültig, erhalten wir dagegen mit der Doppelsonde, bis auf die angegebenen Fehler, die aber leicht zu korrigieren sind, annehmbare und reproduzierbare Angaben. In den ferneren Resultaten sind die genannten Korrektionen schon angebracht.

V. Meßergebnisse

Es sei zuerst ein Beispiel der Reproduzierbarkeit der Messungen gegeben. In Abb. 8 sind vier verschiedene Meßreihen aufgezeichnet. Bei einem Entladungsstrom von 50 mA, 0,1 Torr wurden die Querspannungen gemessen. Die Unterschiede in den einzelnen Messungen betragen in den ungünstigsten Fällen, in der Nähe der Wand, bis zu 15 %, eine Toleranz, die in der Gasentladungsphysik noch durchaus zulässig ist.

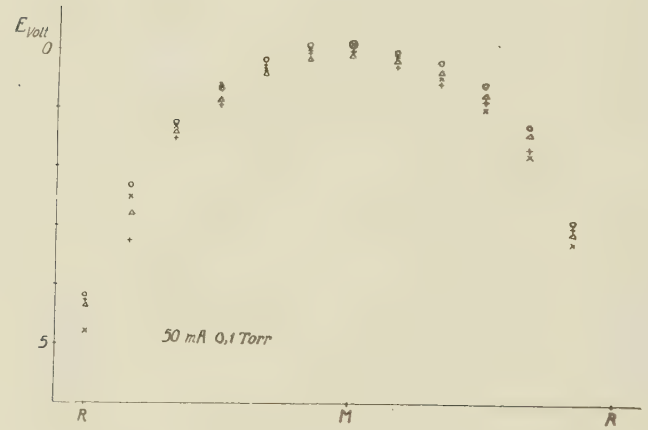


Abb. 8

In der nächsten Kurve, Abb. 9, ist der Potentialverlauf längs der geschichteten Säule gezeigt. Man sieht, daß nur eine schwache Änderung des Gradienten auftritt. Es läßt sich aus dem Verlauf der Kurve deutlich die Lage der Schichten erkennen: die Kathode liegt rechts außerhalb des Bildes, die Anode links, beim Punkt d endet eine Schicht, der nächste Schichtkopf liegt bei c, bei b ist wieder das Schichtende erreicht, und schließlich liegt bei a wieder ein Schichtkopf.

Außerhalb der Rohrachse ist nun aber keineswegs der Potentialverlauf parallel zu dem in der Achse, wie in der ungeschichteten Entladung, sondern zeigt einen Verlauf wie in Abb. 10. Rechts ist wieder die Kathode zu denken, links die Anode. Bei dem mit K bezeichneten Punkt ist ein Schichtkopf. Die oberste Kurve gibt die gleiche Kurve wie Abb. 9, also den Potentialverlauf in der Achse, bei den Kurven 2 bis 9 ist die Meßsonde um je 5° gedreht, d.h. der lineare Abstand von der Achse beträgt etwa je 5 mm. Schon aus dieser Darstellung geht hervor, daß im Schichtkopf die Potentialdifferenz bedeutend größer ist als in den dunklen Entladungsteilen. Noch besser geht dies hervor aus den Abb. 11 bis 14. Auf der Ordinate sind die Spannungsdifferenzen, auf der Abszisse der Rohrradius von der Rohrmitte zur Wand aufgetragen. Abb. 11 ist in einer Entladung von 50 mA Stromstärke bei einem Druck von 0,1 Torr gemessen worden. Kurve 1 gibt den Potentialabfall von der Rohrmitte zum Rande im Schichtkopf. In diesem Falle

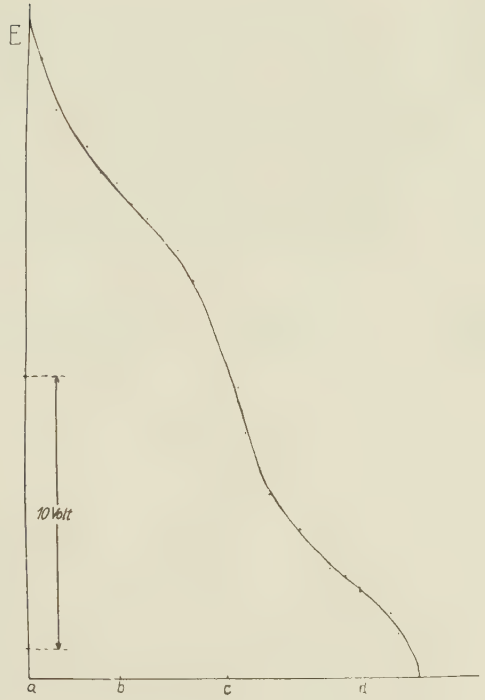


Abb. 9

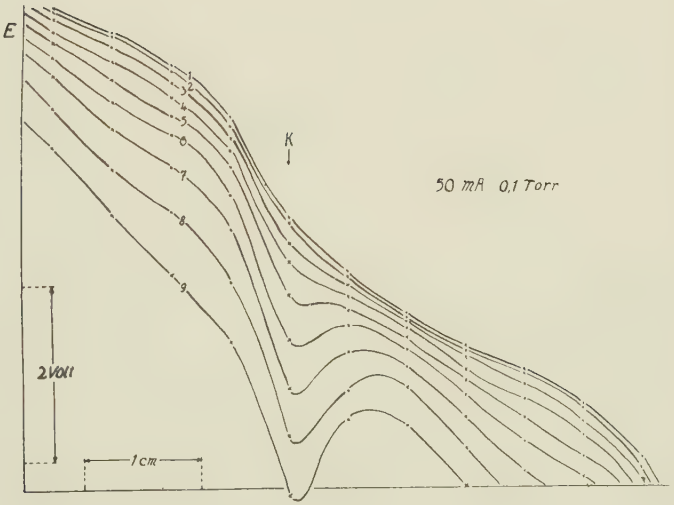


Abb. 10

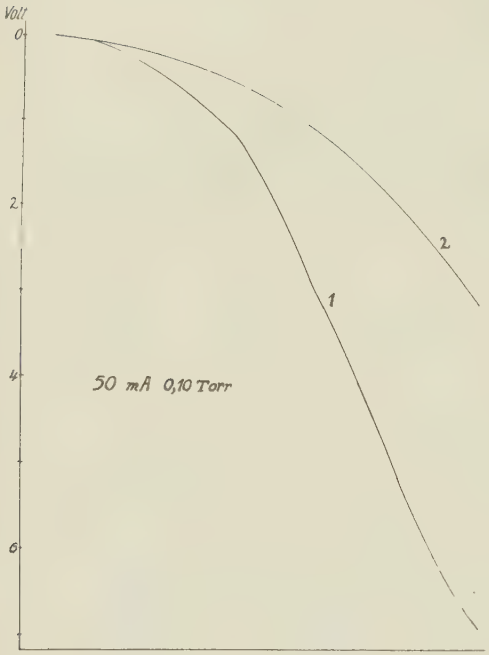


Abb. 11

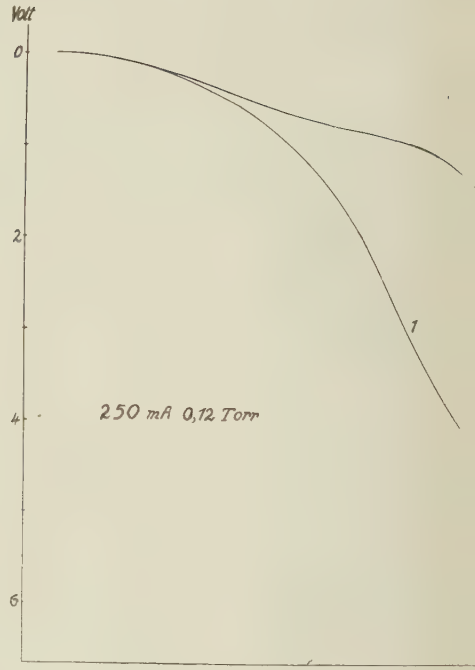


Abb. 12

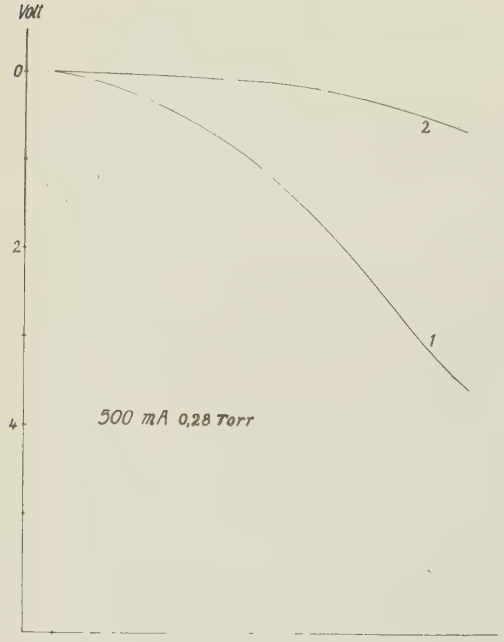


Abb. 13

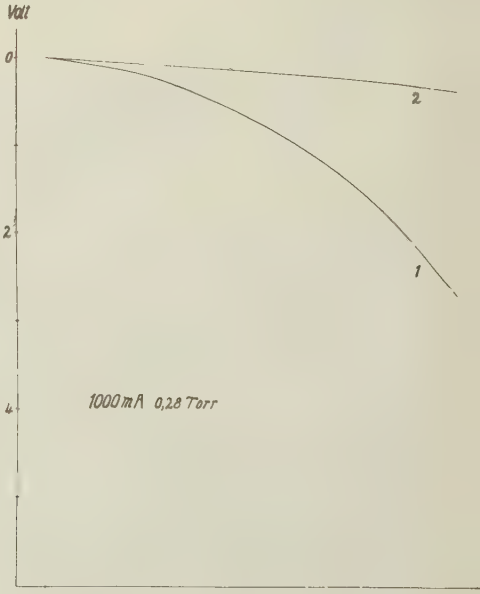


Abb. 14

beträgt die Differenz etwa 7 Volt. Kurve 2 ist in derselben Entladung gemessen, aber an einer Stelle zwischen zwei Schichten, hier ist die Potentialdifferenz wesentlich geringer, nämlich nur ungefähr 3 Volt. Schon erheblich kleiner werden die Querspannungen bei einer Entladungsstromstärke von 250 mA, die in Abb. 12 aufgezeichnet sind. Auch hier wieder Kurve 1 im Schichtkopf mit etwa 5 Volt Differenz, Kurve 2 im Schichtdunkelraum mit nur wenig mehr als 2 Volt. Noch wesentlich geringere Werte erhalten wir, wenn wir die Stromstärke noch weiter steigern. In Abb. 13 beträgt der Strom 0,5 A, bei einem Druck von 0,28 mm Hg. Hier ist die Potentialdifferenz schon auf 3,8 im Kopf bzw. 0,7 Volt im Dunkelraum abgesunken. Und schließlich erhalten wir bei 1,0 A, Abb. 14, 2,7 und 0,4 Volt.

Das nächste Bild, Abb. 15, zeigt eine Zusammenstellung der Querspannungen für die verschiedenen Stromstärken.

(1): 50 mA, 0,10 mm Hg (2): 250 mA, 0,12 mm Hg
(3): 500 mA, 0,10 mm Hg (4): 1000 mA, 0,13 mm Hg.

Der Druck hat bis etwa 1 mm Hg kaum einen Einfluß auf die Querspannung.

Der Übersichtlichkeit halber sind die Kurven der Abb. 15 nicht bis an den Scheitelpunkt durchgezeichnet worden, sondern es sind dort nur die Meßpunkte durch verschiedene Zeichen veranschaulicht. Auch hier ist auf der x-Achse der Rohrradius aufgetragen.

Man sieht also, daß die Querspannung immer mehr abnimmt, je höher der Entladungsstrom wird. Wie aus der Abb. 16 deutlich erkennbar ist, gehen die Potentialdifferenzen im Schichtkopf und im Schichtzwischenraum einem Grenzwert entgegen, der aber wohl erst bei extrem hohen Stromstärken erreicht wird, es wird sich aber dann keine Schichtung mehr einstellen, die Potentialdifferenz wird, wie in der ungeschichteten Säule überall den gleichen Wert annehmen.

Abb. 15

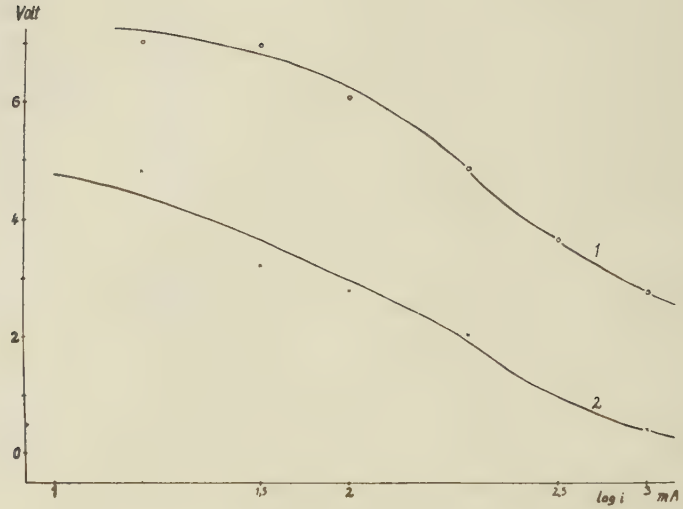


Abb. 16

Aus diesen Messungen lassen sich die Äquipotentialflächen in der geschichteten Säule konstruieren. Es ergeben sich Flächen, die, wie schon lange bekannt ist, zur Kathode hin gekrümmt sind. Sie laufen bei kleineren Stromstärken bedeutend steiler als der Schichtkopf gekrümmt ist. In Abb. 17 sind die Äquipotentialflächen für 50 mA gezeichnet, die Abb. 18 und 19 geben diese Flächen für 0,5 und 1,0 A Entladungsstrom. Im Schichtkopf drängen sich die Flächen in Richtung der Entladung ebenso wie in radialer Richtung. Wir erhalten in den äußeren Teilen des Rohres Einschnürungen, während in den Dunkelräumen zwischen den Schichten die Äquipotentialflächen weit auseinandergezogen sind. Bei den höheren Stromstärken ziehen sich die Flächen nicht weiter auseinander, da dies eine Veränderung des Gradienten bedeuten würde. Dieser ist aber schon bei viel geringeren Stromdichten konstant. Die Äquipotentialflächen biegen sich gerade. Auch dies ist aus den Messungen deutlich zu entnehmen. Dabei ändert sich das Bild zwischen 50 und 500 mA sehr wesentlich, zwischen den Flächen für 500 und 1000 mA ist nur noch ein geringer Unterschied.

Außer diesen nicht sichtbaren Veränderungen lassen sich in der geschichteten Entladung bei Stromstärken von 20 mA bis 3 A auch sichtbare Veränderungen feststellen. In den Abb. 20 bis 22 sind einige Entladungsformen fotografiert worden. Bei allen Aufnahmen ist rechts die Glühkathode, die infolge eines Wärmeschutzrohres aus Porzellan nicht mehr sichtbar ist; links schneidet das Bild meist mit der Anode ab.

Bei niedrigem Druck, um 0,1 mm Hg, ist bei einem "normalen" Strom, etwa bis 0,1 A, eine deutlich ausgeprägte Schichtung zu sehen, Abb. 20 a. Steigert man den Strom, wie in Abb. 20 b, auf etwa 0,65 A, so verwäscht sich die Schichtung sichtlich,

Abb. 17

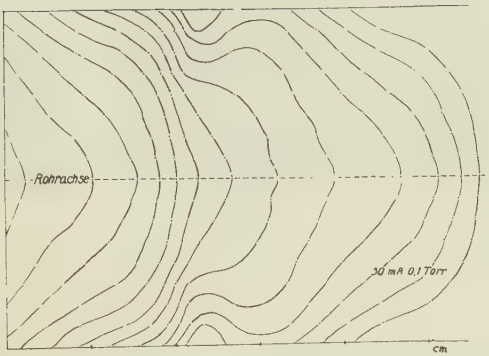


Abb. 18

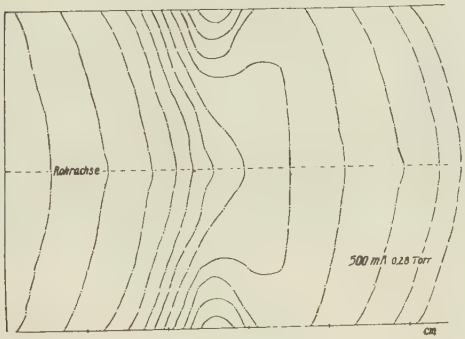
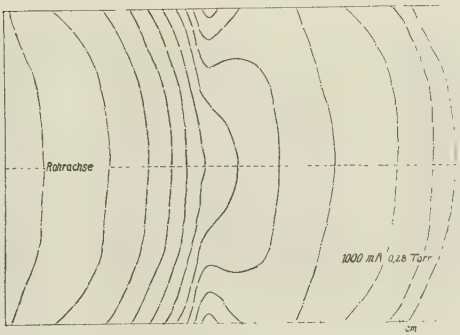


Abb. 19



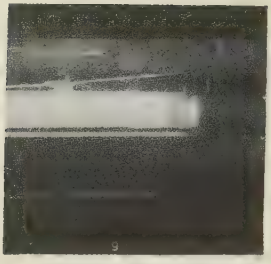


Abb. 20 a
50 mA
0,11 mm Hg

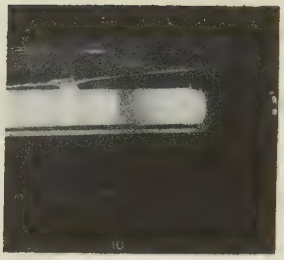


Abb. 20 b
650 mA
0,10 mm Hg

Abb. 20 c
1040 mA
0,11 mm Hg

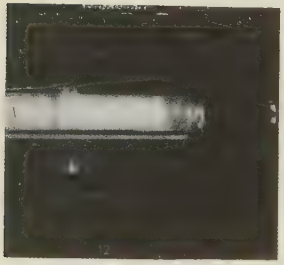


Abb. 21 a
18 mA
0,60 mm Hg

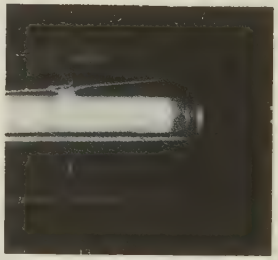


Abb. 21 b
90 mA
0,60 mm Hg

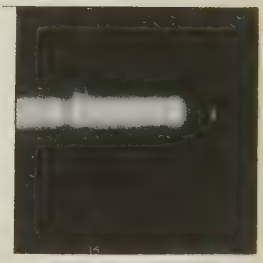


Abb. 21 c
230 mA
0,60 mm Hg

Abb. 21 d
850 mA
0,60 mm Hg

Abb. 21 e
1600 mA
0,60 mm Hg

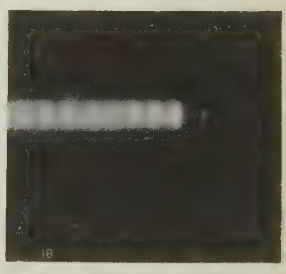


Abb. 21 f
2200 mA
0,60 mm Hg

Abb. 21 g
3150 mA
0,60 mm Hg

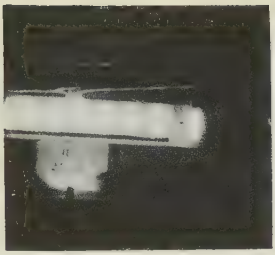


Abb. 22 a
25 mA
0,30 mm Hg

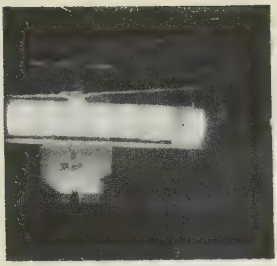


Abb. 22 b
50 mA
0,30 mm Hg

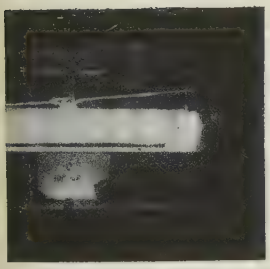


Abb. 22 c
100 mA
0,30 mm Hg

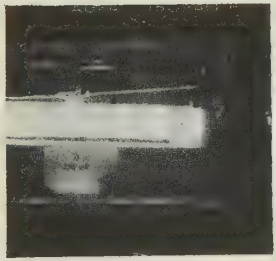


Abb. 22 d
250 mA
0,30 mm Hg

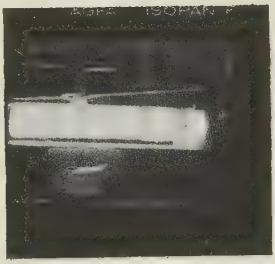


Abb. 22 e
500 mA
0,30 mm Hg

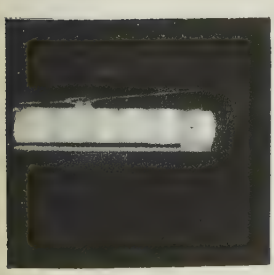


Abb. 22 f
1,00 A
0,30 mm Hg

Abb 22 g
1,50 A
0,30 mm Hg

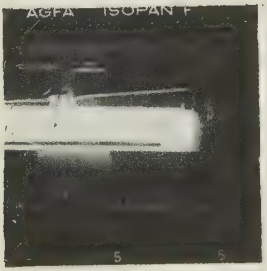


Abb. 22 h
2,00 A
0,30 mm Hg

außerdem ist die Säule kürzer geworden. Bei 1,04 A, Abb. 20 c, ist von der ganzen Säule nur noch eine Schicht zurückgeblieben. Geht man nun mit dem Strom wieder auf den Anfangswert zurück, so tritt auch die anfängliche Schichtung wieder auf. Es ist genau die gleiche Erscheinung, als wenn man bei konstantem Strom den Druck vermindert, auch hier geht die Säule immer weiter zurück, je kleiner der Druck wird, allerdings mit dem Unterschied, daß bei der Stromerhöhung die Schichtlänge ziemlich konstant bleibt, während sie bei Druckverminderung größer wird.

Ein weiterer Effekt, der mit diesem in Übereinstimmung steht, ist in Abb. 21 a...g gezeigt. Bei einem Druck von 0,6 mm Hg ist bei Stromstärken kleiner als 0,5 A die Entladung fast ungeschichtet, bei größeren Strömen treten Schichten, wenn auch verwaschen, auf. Also auch hier die gleiche Erscheinung wie bei Druckverminderung.

In einem mittleren Druckbereich von etwa 0,1 bis 1 mm Hg läßt sich im allgemeinen zeigen, daß die Schärfe der Schichten immer weiter abnimmt, wie in Abb. 22 a...h fotografisch festgelegt ist. Die Helligkeitssteigerung ist so groß, daß bei 25 mA und 1,0 A Entladungsstrom Belichtungszeiten von 6 s bzw. 1/25 s die gleiche Schwärzung des Films ergeben.

VI. Diskussion der Ergebnisse

Nach Holm [11] hat das „Kleben" von Elektronen, also die Bildung von negativen Ionen einen wesentlichen Einfluß auf die Schichtbildung. Wir haben uns hiernach die Schichten etwa folgendermaßen vorzustellen: Schnelle Elektronen ionisieren und regen neutrale Gasmoleküle zum Anregungsleuchten an. Es entsteht eine verhältnismäßig scharfe Grenze zwischen leuchtenden und nichtleuchtenden Molekülen, der Schichtkopf. Die Elektronengeschwindigkeiten haben etwa Maxwell'sche Verteilung. Dadurch entsteht eine leuchtende Schicht von bestimmter Ausdehnung. Durch das Längsfeld der Säule werden die leuchtenden Moleküle außerdem noch über ein gewisses Gebiet "mitgerissen", dazu kommt ein weiterer Effekt, s. u., der die Zone des Leuchtens noch erweitert.

Bei dem Anregungsvorgang verlieren nun die Elektronen ihre Geschwindigkeit bis auf einen sehr geringen Bruchteil ihrer Anfangsenergie, haben daher eine sehr große Beweglichkeit. Nach der schon einmal zitierten Lenard-Langevin'schen Formel ist die Beweglichkeit k^- umgekehrt proportional der Elektronengeschwindigkeit V^-:

$$k^- = \frac{e}{m} \frac{\lambda}{V^-},$$

wobei λ die mittlere freie Weglänge ist. Infolge des großen k^- wird es den Elektronen möglich, die "Anregungszone" schnell wieder zu verlassen. Es bleibt eine positive Raumladung zurück. Nun beginnt die Bildung negativer Ionen: die langsam fliegenden Elektronen erleiden Stöße mit neutralen Molekülen und fliegen mit diesen

11) R. Holm, Zs. f. Phys. 75, 171, 1932

gemeinsam, klebend, weiter und bilden eine negative Raumladung. An der Grenze der positiven und negativen Ladung entsteht durch Kompensation (Wiedervereinigung) eine neutrale Zone. In diesem neutralen Gebiet kann man sich vorstellen, daß bei der Wiedervereinigung auch eine Leuchterscheinung auftritt, die nun ihrerseits die leuchtende Schicht, die bis hierher reicht, noch um eine gewisse Strecke vergrößert.

An der Grenze der negativen Raumladung beginnt der dunkle Schichtzwischenraum. Durch weitere Stöße der negativen Ionen mit neutralen Molekülen, bzw. untereinander, werden im negativen Gebiet Elektronen wieder befreit, die sofort größere Geschwindigkeit annehmen; sie erreichen schließlich so große Energie, daß sie wieder zu ionisieren und anzuregen imstande sind und so eine neue Schicht aufzubauen.

Ganz entsprechend den Elektronengeschwindigkeiten nimmt der Potentialgradient längs der Entladung größere und kleinere Werte an: im Schichtkopf ist er am größten, etwa an der Grenze der positiven Raumladung ist ein Wendepunkt, im ladungsfreien Gebiet liegt sein Minimum, dann wächst der Gradient wieder zum nächsten Maximum im nächsten Schichtkopf (vgl. Abb. 9, die den Potentialverlauf in der Achse darstellt). Bei höheren Stromdichten nimmt der Gradient ab und erreicht je nach dem Gasdruck früher oder später einen konstanten Grenzwert [12]. Damit nimmt auch die Geschwindigkeit der Elektronen ab. Es ist nach Compton und Langmuir [13]:

$$\bar{v} = c \cdot \lambda \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{1}{\sqrt{\vartheta}} ,$$

wobei ϑ den Energieverlust beim Stoß bedeutet. Nun wird bei höherem Strom die Gastemperatur höher, also auch der Gasdruck, damit wird λ kleiner; ebenso $\mathcal{E}$, wie wir sahen. Wir erhielten danach einen kleineren Wert für $\bar{v}$, der noch weiter verkleinert wird durch die Veränderlichkeit von ϑ. Mehrere Verfasser [14] haben nämlich gefunden, daß ϑ nicht den theoretischen Wert

$$\vartheta = \frac{2\,m}{M}$$

(m und M sind die Massen von Elektron und Molekül) annimmt, sondern einen größeren Wert, der sehr stark, und zwar proportional, abhängig ist von der Geschwindigkeit der Elektronen. Wie der Gang der Funktion $\vartheta = f(\bar{v})$ im einzelnen verläuft, ist noch völlig ungeklärt.

Bei höheren Stromstärken werden naturgemäß eine entsprechend größere Anzahl Elektronen am Stromtransport beteiligt, d.h. die Streuung der Geschwindigkeit wächst. Infolgedessen erhalten wir am Schichtkopf nicht mehr eine scharfe Grenze zwischen leuchtender Schicht und dunklem Schichtzwischenraum, sondern das Leuchten setzt allmählich ein und nimmt ebenso wieder ab, das Helllig-

---

12) H. Geiger, a.a.O.

13) K. T. Compton und I. Langmuir, Rev. of Mod. Phys. 2, 123, 1930

14) I. S. Townsend, Phil. Mag. 45, 444, 1923;
R. Seeliger und R. Hirchert, Ann.d.Phys. 11, 817. 1931

keitsmaximum ist also mehr in die Schicht hineingerückt. Diese Erscheinung wird noch begünstigt durch ein größeres Temperaturgefälle zwischen Schichten und Dunkelräumen, wie Geiger gezeigt hat. Die zum Leuchten angeregten Moleküle gehen diesem verstärkten Temperaturgefälle nach, und zwar in Richtung des Entladungsfeldes ebenso wie dagegen, und verwischen die Schichtbildung. Auf Grund dieser Betrachtungen könnte man schließen, daß bei extrem hohen Entladungsströmen eine Schichtbildung nicht mehr möglich ist (vgl. die Aufnahmen in Abb. 22, ebenso die Potentialdifferenzen in Abb. 16).

Nach Schottky's Diffusionstheorie [15] tritt eine Diffusion der Elektronen von der Achse der positiven Säule nach den Wänden ein; den Elektronen folgen positive Ionen. An den Wänden bildet sich eine neutrale Zone der Wiedervereinigung aus, die bei höheren Stromdichten in der ungeschichteten Säule so breiten Raum einnimmt, daß sie zur "Ablösung" der Säule von den Wänden führt (Schlauchentladung). Natürlich haben wir auch in der geschichteten Säule eine Diffusion. Und zwar, entsprechend dem Gradienten, den Beweglichkeiten und den Konzentrationen der Teilchen, im Schichtkopf die größte Potentialdifferenz zwischen Rohrachse und Wand, im dunklen Schichtzwischenraum die kleinste, wie auch experimentell bestätigt wurde, vgl. Abb. 11 ... 14.

Eine Diffusion tritt ein von Gebieten höherer nach Gebieten geringerer Elektronenkonzentration. In der geschichteten Säule haben wir bedeutend mehr freie Elektronen in den leuchtenden Schichten als in den Schichtzwischenräumen. Es wird also der Diffusionsstrom von der leuchtenden Schicht nach allen Seiten hin abfließen. Den radialen Anteil, d.h. senkrecht zur Rohrachse, können wir messen; in unserem Falle stellen wir mit Hilfe von statischen Sonden den Potentialunterschied fest; die Anteile in den Richtungen der Rohrachse lassen sich nicht ohne weiteres bestimmen. Die Unterschiede des Potentialgradienten in der Längsrichtung der Entladung würden dadurch noch verstärkt: vor dem Schichtkopf noch vergrößert, hinter der leuchtenden Schicht, wo der Gradient an sich schon kleiner ist, noch weiter abgeschwächt; jedoch bei den immerhin kleinen Strömen würde sich dies nicht viel bemerkbar machen. Man könnte aber ferner annehmen, daß diese beiden "Umwegdiffusionsströme" im Schichtzwischenraum nicht neutralisiert werden können, da hier nicht genügend positive Teilchen zur Verfügung stehen und daher zur Wand weitergelangen. So kann man auch im raumladungsfreien Gebiet eine Potentialdifferenz zwischen Achse und Wand feststellen, die natürlich lange nicht so groß ist wie im Schichtkopf.

Nach Schottky ist die Potentialdifferenz in der ungeschichteten Säule etwa

$$V - V_0 = \bar{v} \ln \frac{n}{n_0} ,$$

wobei n und n_0 die Teilchenkonzentrationen in der Rohrachse bzw. in der Nähe der Wand bedeuten. Für die geschichtete Entladung können wir diesen Ansatz nur noch insofern benutzen, als er uns eine Proportionalität zu $\bar{v}$ angibt. Betrachten wir zunächst die leuchtende Schicht:

---

15) W. Schottky, Phys. Zs. 25, 342 und 635, 1924

Wie wir oben festgestellt haben, nahm V^- bei höheren Stromstärken kleinere Werte an. Die Potentialdifferenz wird also abnehmen bei größeren Entladungsströmen. Auch der Diffusionskoeffizient wird kleiner:

Der Diffusionskoeffizient D ist proportional der Geschwindigkeit V^- der Elektronen und der Beweglichkeit k der positiven Ionen, angenähert:

$$D = k^+ \cdot V^-.$$

k^+ ist nach Compton und Langmuir und Holm:

$$k^+ = \frac{1}{c} \cdot k^- \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{2\delta}}$$

Bei größerem k^- (d.h. kleinerem V^-) wächst somit auch k^+, bleibt aber immer klein gegen k^-, so daß der Diffusionskoeffizient bei höheren Stromdichten abnimmt.

Damit nimmt auch der Diffusionsstrom in den dunklen Schichtzwischenräumen ab. Eine experimentelle Bestätigung geben die Abb. 11 ... 14.

VII. Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß in einer geschichteten Glimmentladung die Querspannung, d. i. die Potentialdifferenz zwischen Rohrachse und Wand, in starkem Maße abhängig ist von der Endladungsstromstärke. Und zwar wird die Querspannung bei höheren Strömen kleiner und geht bei extrem hohen Stromstärken einem Grenzwert entgegen. In den leuchtenden Schichten ist die Querspannung größer als in den dunklen Schichtzwischenräumen, der Grenzwert ist aber für beide Gebiete der gleiche. Das bedeutet, und das kann auch aus theoretischen Erwägungen geschlossen werden, daß bei diesem Stromendwert keine Schichtung mehr auftreten kann.

Die Geiger'sche Angabe über die Konstanz des Längsgradienten, bzw. seines Mittelwertes bei geschichteter Entladung, bei hohen Strömen wird bestätigt; durch Messungen der Äquipotentialflächen wird gezeigt, daß diese sich immer mehr senkrecht zur Rohrachse stellen, ohne jedoch absolute Senkrechtstellung zu erreichen.

Es wird versucht, mit Hilfe bestehender Theorien, der Diffusionstheorie von Schottky und der Holm'schen Schichttheorie die Erscheinungen der geschichteten Entladung zu erklären. Es ergibt sich hierbei, daß bei höheren Stromstärken die Querspannungen auch theoretisch abnehmen müssen. Es läßt sich zeigen, daß auch in den dunklen Schichtzwischenräumen, Gebieten ohne Raumladung, eine Querspannung auftritt.

Mit Hilfe des Wehner-Goldstein'schen Gesetzes wird versucht, eine Druckmeßmethode durch Schichtlängenmessung zu finden. Es ergeben sich jedoch bei den Messungen Abweichungen von etwa 50 %, die durch Temperatureinflüsse zu erklären sind.

Zum Schluß dieser Ausführungen möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. A. W e h n e l t und Herrn Dr. W. H o l t z für die Anregung dieser Arbeit, das jederzeit bewiesene Interesse und die fördernden Ratschläge zur experimentellen Durchführung herzlich danken.

Lebenslauf

Am 24. September 1913 wurde ich, Johann Philipp Heinrich J e a n s o n, als Sohn des Lokomotivführers Jean Philippe Jeanson und seiner Ehefrau Martha, geb. Hüttenbrauck, in Berlin geboren. Ich gehöre der französisch-reformierten Kirche an. Da mein Vater nach Frankenberg/Eder versetzt wurde, besuchte ich dort die Schule, seit Ostern 1919 die städtische Volksschule, von Ostern 1926 die staatliche Edertalschule, eine deutsche Oberschule in Aufbauform, an der ich im März 1932 die Reifeprüfung bestand.

Im Sommersemester 1932 ließ ich mich an der Philipps-Universität Marburg/Lahn immatrikulieren und belegte dort Vorlesungen über Mathematik, Physik, Chemie und Musikwissenschaft bei den Herren Professoren und Dozenten Birtner, Grüneisen, Hensel, Meerwein, Neumann und Stephani.

Vom Wintersemester 1932/33 studierte ich Physik, Chemie und Mathematik an der Friedrich-Wilhelms-Universität Berlin und belegte auch Vorlesungen und Übungen an der Technischen Hochschule Charlottenburg. Meine Lehrer in Berlin waren die Herren Professoren und Dozenten Bieberbach, Czerny, Debye, Feigl, Lange, Leuchs, Möglich, Nernst, Schlenk, E. Schmidt, E. Schumann, Spranger, Tiede, Wehnelt.

Nachdem ist im Frühjahr 1934 meine Arbeitsdienstzeit absolviert hatte, war ich in den Semesterferien regelmäßig als Werkstudent tätig.

Im Wintersemester 1936/37 begann ich mit der vorliegenden Arbeit im I. Physikalischen Institut der Universität. Während dieser Zeit war ich erst als Hilfsassistent, seit dem 1. Juli 1938 als außerplanmäßiger Assitent beschäftigt.

Herstellung: V D I - Verlag G.m.b.H., Berlin NW 7